

Absolute Paarbildungsquerschnitte
von Blei für Gammastrahlen
von Co^{60} und Na^{24} und Paarерzeugung der
RaC-Gamma-Strahlung in Blei

Inauguraldissertation

zur Erlangung der philosophischen Doktorwürde
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Basel

von

Paul Schmid

aus Basel

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG.
1955

Absolute Paarbildungsquerschnitte
von Blei für Gammastrahlen
von Co^{60} und Na^{24} und Paarerzeugung der
 RaC -Gamma-Strahlung in Blei

Inauguraldissertation

zur Erlangung der philosophischen Doktorwürde
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Basel

von

Paul Schmid

aus Basel

Basel

Buchdruckerei Birkhäuser AG.

1955

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät auf Antrag der Herren Professoren P. HUBER und
E. BALDINGER.

Basel, den 23. Februar 1955.

Prof. Dr. L. VONDERSCHMITT

Dekan



Absolute Paarbildungsquerschnitte von Blei für Gammastrahlen von Co^{60} und Na^{24} und Paarерzeugung der RaC-Gamma-Strahlung in Blei

Summary. Using the method of detecting annihilation coincidences, absolute cross sections in lead for the creation of electron pairs by γ -rays have been determined at 1.3 and 2.75 MeV. The sum of the cross sections for both γ -rays of Co^{60} is found to be 0.274 ± 0.008 barns. This value is in good agreement with earlier measurements and is 109 percent higher than the value calculated from the Born approximation. The value determined for the pair production cross section in lead at 2.75 MeV is 3.18 ± 0.12 barns which is 12 percent higher than calculated from the Born approximation. This agrees with the numerical calculations of JAEGER and HULME within the limits of error.

In addition, the pair production in lead by γ -rays of RaC has been observed. It can be described by the assumption that 0.480 quanta of energy 1.8 MeV and pair production cross section 1.25 ± 0.05 barns are emitted per alpha ray of Ra.

1. Einleitung.

Ein Gammastrahl von grösserer Energie als 1 MeV kann gemäss der Diracschen Theorie¹⁾ im Coulombfeld von Kernen ein Elektronenpaar erzeugen. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Effekt, im folgenden kurz als „Paarbildungsquerschnitt“ bezeichnet, wurde von BETHE und HEITLER²⁾ unter den Voraussetzungen

$$2\pi Ze^2/\hbar v_+, \quad 2\pi Ze^2/\hbar v_- \ll 1 \quad (1)$$

$$2E_+ E_-/E_\gamma \ll 137 Z^{-1/3} \cdot mc^2 \quad (2)$$

näherungsweise berechnet. Es bedeuten Z die Kernladungszahl, e die Elementarladung, m die Elektronenmasse, c die Lichtgeschwindigkeit, $\hbar$ das Plancksche Wirkungsquantum/ 2π , v_+ und v_- die Geschwindigkeiten der β -Teilchen im Abstand einer de Broglie-Wellenlänge vom Kern, E_+ , E_- und E_γ die Energien des Positrons, des Elektrons und des Gammaquants. Die Zulässigkeitsbedingung (1) für die Bornsche Näherung fordert, dass die kinetische Energie der β -Teilchen im genannten Abstand wesentlich grösser sei als der Betrag ihrer potentiellen Energie. Andererseits beschränkt Bedingung

(2) die β -Energien so, dass die Abschirmung des Coulombfeldes durch die Hüllenelektronen noch zu vernachlässigen ist. Unter Verzicht auf die Bornsche Näherung haben JAEGER und HULME numerische Berechnungen der Paarbildungsquerschnitte mittlerer und schwerer Kerne für Gammaenergien zwischen der Schwelle und 5 mc^2 durchgeführt³⁻⁵). Abweichungen vom Bethe-Heitlerschen Wert infolge Asymmetrie im Impulsspektrum der Paarteilchen wurden für den nichtrelativistischen Fall von NISHINA, TOMONAGA und SAKATA⁶), für den extrem relativistischen Fall von DAVIES, BETHE und MAXIMON⁷) in allgemeiner Form angegeben.

Die Z-Abhängigkeit des Paarbildungsquerschnittes zwischen 1,2 und 2,6 MeV wurde von CLELAND, TOWNSEND und HUGHES⁸), HAHN, BALDINGER und HUBER⁹), DAYTON¹⁰) und SCHMID und HUBER¹¹) durch Nachweis der Vernichtungsstrahlung experimentell untersucht, wobei sich eine befriedigende Übereinstimmung mit den Rechnungen von JAEGER und HULME ergab. Ähnliche Experimente mit höheren Gammaenergien sind in der Arbeit von STAUB und WINKLER¹²) über die Z-Abhängigkeit des Paarbildungsquerschnittes bei 6 MeV erwähnt. Absolutmessungen bei 2,62 MeV haben CHADWICK, BLACKETT und OCCHIALINI²⁹) für Blei, und ZUBER³⁰) für Argon durch Vergleich mit dem gut bekannten Comptonquerschnitt durchgeführt.

In der vorliegenden Arbeit werden die Paarbildungsquerschnitte von Blei für Gammastrahlen von Co^{60} , und Na^{24} durch Zählen der Vernichtungsquanten absolut gemessen. Die Paarerzeugung der komplexen RaC -Gammastrahlung in dünnen Bleischichten wird ebenfalls absolut gemessen und durch Angabe einer äquivalenten monochromatischen Strahlung vereinfacht dargestellt.

2. Messmethode und Zähleranordnung.

Bei hohen Gammaenergien kann man den absoluten Paarbildungsquerschnitt als Differenz zwischen dem totalen Absorptionsquerschnitt und der Summe der Wirkungsquerschnitte für Compton- und Photoeffekt aus Transmissionsexperimenten ermitteln. Da aber der schlecht bekannte Photoeffekt an Blei für Gammaenergien unter 5 MeV einen beträchtlichen Beitrag zur Absorption liefert, ist diese Methode für solche Energien ungeeignet.

In den vorliegenden Messungen befindet sich die absolut geeichte Gamma-Quelle bei wohldefinierter Geometrie im Innern des Blei-Probekörpers PK (Fig. 1), der seinerseits von einer Kassette KA aus leichtem Material umgeben ist. Die Gammastrahlen werden haupt-

sächlich im Probekörper absorbiert, wobei der Anteil der Paarerzeugung durch das Verhältnis des Paarbildungsquerschnittes zum totalen Absorptionsquerschnitt gegeben ist.

Die Positronen werden im Probekörper oder in der Kassette auf thermische Geschwindigkeit abgebremst und innert ca. 10^{-10} s unter

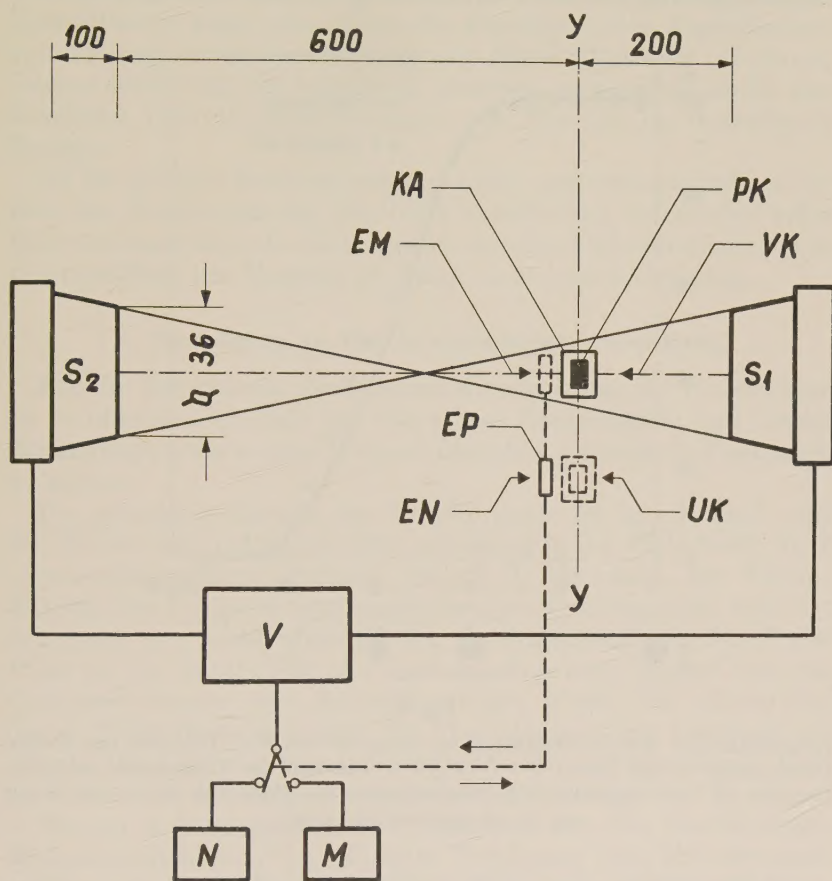


Fig. 1.
Zähler-Anordnung.

Aussendung zweier 180° korrelierter 0,51 MeV-Gammaquanten vernichtet. (Der Mechanismus der Annihilation in Metallen wurde von HAHN et al.⁹⁾ diskutiert.) Um die Positronenvernichtung mit einer vom Orte der Annihilation möglichst unabhängigen Wahrscheinlichkeit nachzuweisen, werden zwei kegelstumpfförmige Szintillationszähler S_1 und S_2 (Lösung von *p*-Terphenyl in Toluol mit

wenig Diphenylhexatrien) coaxial zum rotationssymmetrischen Probekörper aufgestellt. Wie aus Fig. 1 und 2 hervorgeht, ist der allen Vernichtungsquanten mit Ursprung in Probekörper oder Kassette zugeordnete Raumwinkel für Koinzidenzzählung allein durch S_2 bestimmt, also konstant (vgl. Fig. 2). Ungefähr 40% der auf eine Zählerfront auftreffenden Vernichtungsquanten erzeugen eine so

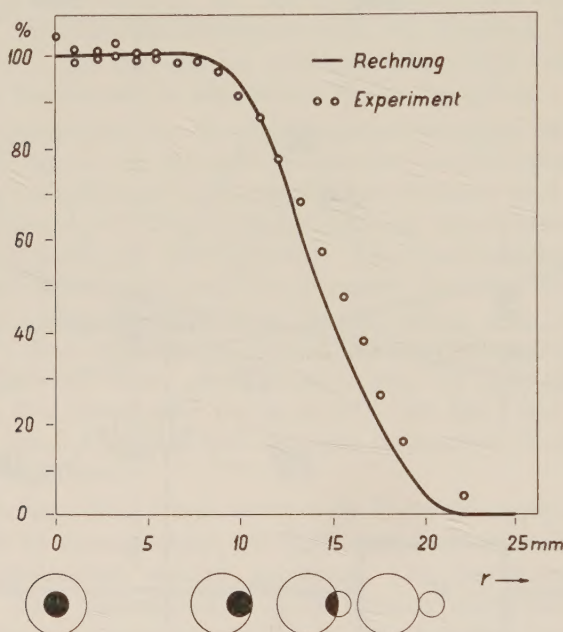


Fig. 2.

Raumwinkel für Koinzidenzzählung in bezug auf ein Na^{22} -Präparat mit 3 mm Durchmesser in der Ebene Y-Y (Fig. 1) r cm von der Zählerachse entfernt. Darunter ist die r zugeordnete Zentralprojektion der Front von S_2 auf die Front von S_1 schematisch dargestellt.

starke Szintillation, dass die Multiplierimpulse den zugehörigen Eingang der Koinzidenzschaltung V^{13}) (Auflösungsvermögen $3 \cdot 10^{-8}$ s) betätigen. Die Ausgangsimpulse dieser Stufe werden im Zählwerk N registriert.

Den gesamten Koinzidenz-Untergrund kann man durch Verschieben von Probekörper und Gammaquelle aus Stellung VK längs Y-Y nach Stellung UK (Fig. 1) bestimmen, da ihm das Merkmal der 180° -Richtungskorrelation fehlt. Zur laufenden Kontrolle der Ansprechwahrscheinlichkeit wird periodisch ein Positronenstrahler

EP (Na^{22} -Präparat)*) aus Stellung EN in den empfindlichen Raum (Stellung EM) eingeschwenkt, bei gleichzeitiger Umschaltung auf das Zählwerk M . Mit einem geeichten Na^{22} -Präparat an Stelle der Gamma-Quelle lässt sich die Nachweiswahrscheinlichkeit für Positronenvernichtung im Probekörper absolut messen.

Aus der pro Sekunde beobachteten Zahl von Vernichtungsstrahl-Koinzidenzen kann man dann die Häufigkeit der Zweiquantenvernichtung thermischer Positronen im Blei-Probekörper berechnen. Daraus erhält man bei bekannter Aktivität der Gamma-Quelle den absoluten Paarbildungsquerschnitt von Blei für die betreffende Energie.

Ist die primäre Gammastrahlung nicht monochromatisch, so erfasst das Experiment nur die totale Paarbildung, liefert aber keine Informationen über die Beiträge der einzelnen Gamma-Linien. Die Interpretation der Messung ist daher nicht immer eindeutig.

3. Paarbildung an Blei in vereinfachter Darstellung.

Für die Berechnung der Positronenvernichtung im Probekörper ist es nützlich, die Zahl der von einem Gammastrahl und dessen Sekundärquanten in einer dünnen Bleischicht erzeugten Positronen zu kennen.

Die normierte Energie des Primärquants sei $\alpha_0 = h\nu/mc^2$, und der geometrisch bestimmte Durchstossweg in der Bleischicht, kurz „Transmissionslänge“ genannt, sei mit X bezeichnet. Zur Vereinfachung des Problems wird angenommen, die Summe der von Primärquant und nicht absorbiertem Sekundärquant durchlaufenen Wege sei im Mittel gleich der Transmissionslänge. Weiter wird die Comptonstreuung von Sekundärquanten gleich wie Absorption durch Photoeffekt behandelt, die Paarbildung durch mehrfach gestreute Quanten also vernachlässigt. Die damit verbundenen Fehler sind in den folgenden Anwendungen viel kleiner als 1%.

Wie im Anhang gezeigt wird, lässt sich nun die Paarbildungswahrscheinlichkeit $P(\alpha_0, X)$ beim Durchgang eines Primärquants mit der normierten Energie α_0 für die Transmissionslänge X durch folgende Potenzreihe approximieren:

$$P(\alpha_0, X) \cong P_1(\alpha_0) X + P_2(\alpha_0) X^2 + P_3(\alpha_0) X^3 + \dots \quad (3)$$

Sie konvergiert gut, solange die Transmissionslänge nicht viel grösser ist als die mittlere freie Weglänge der Primärquanten im Blei.

*) Die hier benutzten Na^{22} -Präparate wurden von einer starken Quelle aus aktiviertem Mg gewonnen. Für die Herstellung derselben bin ich Herrn Prof. Dr. C. J. BAKKER (Amsterdam) zu Dank verpflichtet.

Die ersten drei Koeffizienten dieser Potenzreihe sind in Fig. 3 als Funktion der Primärquanten-Energie dargestellt.

Der erste ist identisch mit dem „makroskopischen“ Paarbildungsquerschnitt, d. h. dem Produkt aus dem atomaren Wirkungsquerschnitt für Paarbildung und der Anzahl Atome pro cm^3 . Der Berechnung dieser Koeffizienten wurden die theoretischen Paarbildungsquerschnitte nach JAEGER und HULME³⁻⁵⁾ und die gemäss

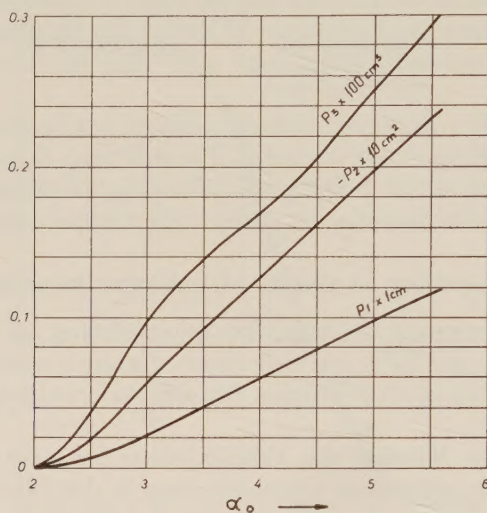


Fig. 3.

Koeffizienten der Potenzreihenentwicklung (3) als Funktion der in Einheiten mc^2 gemessenen primären Gammaenergie.

Z-Abhängigkeitsmessungen⁹⁻¹¹⁾ korrigierten Bethe-Heitlerschen Werte¹⁴⁾ zugrunde gelegt. Die Absorptionskoeffizienten sind für die Bleidichte $11,28 \text{ gcm}^{-3}$ nach Angaben von DAVISSON und EVANS¹⁵⁾¹⁶⁾ berechnet. Der differentielle Comptonquerschnitt ist zum Teil den Tafeln von NELMS¹⁷⁾ entnommen worden.

4. Paarbildung durch Gammastrahlen von Co^{60} .

4.1. Berechnung der pro Sekunde vernichteten Positronen auf Grund halbempirischer Wirkungsquerschnitte für Paarerzeugung.

Als Gammaquelle dient ein rundes Scheibchen Q aus homogen aktiviertem Co-Blech (Fig. 4). Dieses befindet sich zwischen den scheibenförmigen Hälften PK des Probekörper aus reinstem Blei (Kahlbaum, puriss.). Die umgebende Aluminiumkassette besteht aus zwei runden Deckblechen KB und dem Ring KR . Dimension und Maße dieser Bestandteile sind in Tabelle 1 angegeben.

Tabelle 1.

Teil	Mat.	Durchmesser mm	Höhe mm	Dicke mm	Masse g	Dichte gcm ⁻³
<i>Q</i>	Co	14,7	—	0,123	0,182	8,7
<i>PK</i>	Pb	14,75	2,95	—	5,683	11,28
<i>KB</i>	Al	18	—	1,80	—	2,7
<i>KR</i>	Al	14,84 × 17,00	6,00	—	0,87	2,68

Die Verteilung $W(X)$ der Transmissionslängen X für die Gammastrahlen von Q in PK lässt sich dank der Rotationssymmetrie exakt angeben. Hierzu ist es zweckmässig, alle Längen in Einheiten des

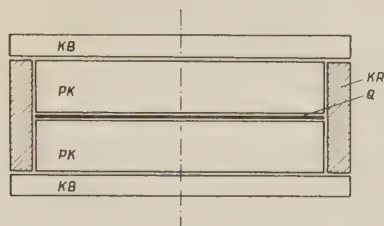


Fig. 4.

Anordnung von Quelle, Probekörper und Kassette für Messungen mit Co^{60} und Na^{24} .

Durchmessers von Probekörper und Quelle zu messen. Im übrigen sind die Fälle zu unterscheiden, wo die Wege stirn- bzw. mantelseitig austreten. Es sollen dann folgende Bezeichnungen gelten:

x = normierte Transmissionslängen in PK .

h = „ Höhe von PK .

$w_s(x, h)$ = „ Transmissionslängen-Verteilung für stirnseitigen Austritt.

$w_m(x, h)$ = „ Transmissionslängen-Verteilung für mantelseitigen Austritt.

Die so normierten Verteilungsfunktionen haben folgende Form*):

$$w_s(x, h) = \frac{2h}{\pi x^2} \left(\frac{\pi}{2} - \sqrt{(x^2 - h^2) - (x^2 - h^2)^2} - \arcsin \sqrt{x^2 - h^2} \right) \quad (4)$$

$$w_m(x, h) = \frac{4}{3\pi} \left[\left(2 - \frac{1}{x^2} \right) e(x, 0) + \left(\frac{1}{x^2} - 1 \right) f(x, 0) \right] \text{ für } 1 \geq h \geq x \quad (5)$$

*) Für die Rückführung der ursprünglichen Integraldarstellung von w_m auf tabellierte Funktionen bin ich Herrn Dr. K. HALBACH zu Dank verpflichtet.

$$w_m(x, h) = \frac{4}{3\pi} \left[\left(2 - \frac{1}{x^2}\right) e(x, \vartheta) + \left(\frac{1}{x^2} - 1\right) f(x, \vartheta) + \sqrt{1 - x^2 \sin^2 \vartheta} \sin \vartheta \cos \vartheta \right] \text{ für } 1 \geq x \geq h \quad (6)$$

$$w_m(x, h) = \frac{4}{3\pi} \left[(2x^2 - 1) e\left(\frac{1}{x}, \varphi\right) - (2x^2 - 2) f\left(\frac{1}{x}, \varphi\right) + \sqrt{1 - \frac{1}{x^2} \sin^2 \varphi} \sin \varphi \cos \varphi \right] \text{ für } x \geq 1 \geq h, \quad (7)$$

$$\text{wobei} \quad \vartheta \equiv \arcsin \sqrt{1 - h^2/x^2} \quad (8)$$

$$\varphi \equiv \arcsin \sqrt{x^2 - h^2} \quad (9)$$

$$e(k, \psi) \equiv \int_{\psi}^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \alpha} d\alpha \quad (10)$$

$$f(k, \psi) \equiv \int_{\psi}^{\pi/2} \frac{d\alpha}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \alpha}}. \quad (11)$$

Die Funktionen e und f sind Differenzen zwischen vollständigen und unvollständigen elliptischen Integralen und können daher gebräuchlichen Funktionstafeln, z. B. JAHNKE-EMDE¹⁸⁾, entnommen werden.

Die ersten vier Momente beider Transmissionslängen-Verteilungen

$$M^{(\beta)}(h) \equiv \int_0^\infty x^\beta w(x, h) dx \quad (12)$$

sind in Tabelle 2 für den Fall $h = 0,20$ angegeben:

Tabelle 2.

	$\beta = 0$	$\beta = 1$	$\beta = 2$	$\beta = 3$
$M_s^{(\beta)}(h)$	0,4874	0,1556	0,0572	0,02469
$M_m^{(\beta)}(h)$	0,5129	0,1632	0,0805	0,04906
$M^{(\beta)}(h)$	1,0003	0,3188	0,1377	0,07375

Emittiert die Quelle mit der Aktivität q pro Sekunde q_k Quanten mit der Energie α_{0k} ($k = 1, \dots$), so berechnet sich die Zahl $R(PK, q)$ der pro Sekunde im Probekörper entstandenen Paare zu

$$R(PK, q) = \sum_k q_k \int_0^\infty P(\alpha_{0k}, X) W(X) dX \cong \sum_k q_k \sum_{\beta=1}^3 P(\alpha_{0k}) D^\beta M^{(\beta)}(h), \quad (13)$$

wo D den Durchmesser von Probekörper und Quelle bedeutet.

Die schwache Paarbildung in der Kassette lässt sich folgendermassen berechnen: zuerst wird die Paarbildung in einem zu PK ähnlichen Probekörper PK' ermittelt, welcher dasselbe Volumen aufweist wie Kassette und wahrer Probekörper zusammen. Die Differenz zwischen $R(PK', q)$ und $R(PK, q)$ wird entsprechend dem Verhältnis der makroskopischen Paarbildungsquerschnitte beider Materialien reduziert und liefert in guter Näherung das gesuchte $R(KA, q)$.

Obwohl sich die Energien der beiden Co^{60} -Gammaquanten (1,17 und 1,33 MeV, entsprechend $\alpha_0 = 2,30$ und 2,61) nur um ca. 13% unterscheiden, beträgt das Verhältnis der zugehörigen Paarbildungsquerschnitte nach der Bethe-Heitler-Theorie 1:6. Da in diesem Gebiet keine exakten Berechnungen vorliegen und das Verhältnis von wahren und nach Bethe-Heitler berechnetem Wirkungsquerschnitt unter 1,5 MeV mit sinkender Gammaenergie sehr stark zunimmt, sind vernünftige Annahmen über die Anteile beider Quanten an der Paarerzeugung in Blei unmöglich. Andererseits ist aber das Verhältnis zwischen der wahren und der nach BETHE-HEITLER berechneten Summe beider Paarbildungsquerschnitte in Abhängigkeit von Z gemessen und für Blei zu $2,045 \pm 0,068$ bestimmt worden¹¹). Deshalb sollen hier ausnahmsweise die Koeffizienten $P(\alpha_0)$ nicht den Kurven in Fig. 3 entnommen, sondern auf Grund der so korrigierten Bethe-Heitlerschen Wirkungsquerschnitte berechnet werden. Die zugrunde liegende Summe der korrigierten Paarbildungsquerschnitte für beide Gammastrahlen ist $(0,267 \pm 0,09) \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$.

In Tabelle 3 sind die Beiträge von Primär- und Sekundärstrahlung an die Koeffizienten $P(\alpha_0)$ zusammengestellt. Zusammen mit den Momenten aus Tabelle 2 erhält man die ebenfalls in Tabelle 3 angegebenen Werte für $R(PK, q)$.

Tabelle 3.

	Beitrag von Primär- strahlung $\times 10^3$	Beitrag von Sekundär- strahlung $\times 10^3$	Total $\times 10^3$
$P_1(2,30) + P_1(2,61) \dots$	+ 8,80 cm^{-1}	—	+ 8,80 cm^{-1}
$P_2(2,30) + P_2(2,61) \dots$	− 2,81 cm^{-2}	+ 0,40 cm^{-2}	− 2,41 cm^{-2}
$P_3(2,30) + P_3(2,61) \dots$	+ 0,60 cm^{-3}	− 0,15 cm^{-3}	+ 0,45 cm^{-3}
$R(PK, q) \dots \dots \dots$	+ 3,44 q	+ 0,08 q	+ 3,52 q

Die totale Zahl der pro Sekunde entstandenen Paare $R(q)$ erhält man aus $R(PK, q)$ durch Vornahme folgender Korrekturen ΔR :

	$\Delta R \times 10^3$
Paarbildung in Kassette	+0,024 q
Äussere Paarbildung in Quelle Q	+0,047 q
Innere Paarbildung in Quelle Q	+0,06 q
Selbstabsorption	-0,051 q
Raumwinkelverlust (endl. Dicke von Q) .	-0,033 q
Korrektur ΔR Total	<u>+0,047 q</u>

Wird die mittlere kinetische Anfangsenergie der Positronen zu $0,4 \text{ mc}^2$ angenommen, so gehen nach HEITLER¹⁾ bei überthermischen Geschwindigkeiten 1,8% durch Zweiquantenvernichtung im Flug und höchstens 0,3% durch Einquantenvernichtung verloren. Die relative Häufigkeit der Dreiquantenvernichtung in Metallen beträgt, wie RICH¹⁹⁾ experimentell bestätigt fand, 0,3%. All diese Prozesse geben keine 180° -korrelierten Vernichtungsquanten und werden von der beschriebenen Apparatur nicht nachgewiesen.

Daher ist die Zahl der Zweiquanten-Vernichtungen thermischer Positronen pro Sekunde gegeben durch:

$$A(q) = (3,49 \pm 0,12) \cdot 10^{-3} q. \quad (14)$$

4.2. Zählung der 180° -korrelierten Annihilationsquanten.

Die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis der Zweiquantenvernichtung thermischer Positronen am Ort des Probekörpers wurde primär mit Hilfe eines gekapselten Na^{22} -Standardpräparates²⁰⁾ absolut gemessen. Dann konnte die Zahl der vom eingeschwenkten Monitorpräparat EP (Fig. 1) pro Sekunde ausgelösten Vernichtungsstrahl-Koinzidenzen dieser Nachweiswahrscheinlichkeit zugeordnet werden. Der Monitor EP diente nun auch als sekundäres Standard zur fortlaufenden, absoluten Eichung. Absorber, die sich permanent in der Zählerverbindungsline befinden, verfälschen die Eichung mit Hilfe des Monitors nicht, weil sie die Vernichtungsquanten aus der zu messenden Quelle und diejenigen aus dem Monitor gleichermassen schwächen. Insbesondere betrifft diese Feststellung den Probekörper selbst, in dem ja die nachzuweisenden Positronen erzeugt und vernichtet wurden.

Der Koinzidenz-Untergrund, d. h. die Zahl jener Koinzidenzen, die nicht von zwei Vernichtungsquanten stammen, konnte bis auf kleine Korrekturen durch Verschiebung des Probekörpers aus der Zählerverbindungsline summarisch ermittelt werden. Die Zahl der

Untergrund-Impulse war dreimal grösser als diejenige der Vernichtungsstrahl-Koinzidenzen und setzte sich wie folgt zusammen:

- 1% eigentlicher Nulleffekt durch Höhenstrahlung.
- 14% Koinzidenzen zwischen Kern-Gammaquanten aus *EP* und einem Vernichtungsquant des zugehörigen Positrons.
- 17% zufällige Koinzidenzen.
- 68% Koinzidenzen zwischen den beiden in Kaskade emittierten Co^{60} -Gammaquanten.

In Tabelle 4 sind die Ergebnisse der drei durchgeführten Messreihen zusammengestellt.

Tabelle 4.

	1. Messreihe	2. Messreihe	3. Messreihe
Mittleres Datum .	7. 9. 1954	17. 9. 1954	3. 10. 1954
Messzeit	55 h	45 h	49 h
<i>A</i>	$5540 \pm 170 \text{ s}^{-1}$	$5720 \pm 170 \text{ s}^{-1}$	$5680 \pm 190 \text{ s}^{-1}$

Die Quellstärken des Na^{22} -Standardpräparates und des verwendeten Co^{60} -Präparates wurden einerseits mit je 2% mittlerem Fehler absolut gemessen, andererseits durch Vergleich der Intensitäten der Kern-Gammastrahlen besser als auf 1% aneinanderangeschlossen²⁰⁾. Die Fehler der Quellstärken sind deshalb gegenüber den 3%igen mittleren Fehlern der vorliegenden Messung unbedeutend. Um die Zahl der Zweiquantenvernichtungen thermischer Positronen in den metallischen, gekapselten Na^{22} -Präparaten aus den Quellstärken zu berechnen, musste mit folgenden Korrekturfaktoren multipliziert werden:

Korrektur für <i>K</i> -Einfang ²¹⁻²³⁾ . . .	$0,895 \pm 0,006$
Positronenvernichtung im Flug . . .	$0,977 \pm 0,004$
Einquantenvernichtung	0,996
Dreiquantenvernichtung	0,997
Totaler Korrekturfaktor	<u>$0,868 \pm 0,007$</u>

4.3. Berechnung des absoluten Paarbildungsquerschnittes.

In Tabelle 5 werden die nach (14) für das jeweilige Datum berechneten Werte $A(q)$ zusammengestellt und mit den gemessenen Werten A aus Tabelle 4 verglichen. Die angegebenen mittleren Fehler enthalten die statistischen Schwankungen und die mittleren Fehler der angebrachten Korrekturen.

Tabelle 5.

	1. Messreihe	2. Messreihe	3. Messreihe	Mittelwert
$A(q)$. .	5530 s^{-1}	5500 s^{-1}	5460 s^{-1}	—
$A/A(q)$.	$1,002 \pm 0,031$	$1,040 \pm 0,030$	$1,040 \pm 0,033$	$1,026 \pm 0,030$

Da $\overline{A/A(q)}$ von 1 verschieden ist, muss die zugrunde liegende Summe der Paarbildungsquerschnitte von Blei für beide Co^{60} -Gammastrahlen (0,267 barns, vgl. pg. 377) mit dem Faktor $1,026 \pm 0,030$ multipliziert werden. Als neuen Wert erhält man:

$$\underline{\Phi(1,17 \text{ MeV}) + \Phi(1,33 \text{ MeV}) = (0,274 \pm 0,008) \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2.} \quad (15)$$

Das Verhältnis von gemessener zu nach BETHE-HEITLER berechneter Summe der Paarbildungsquerschnitte beträgt daher:

$$\underline{\sum \Phi / \sum \Phi_{BH} = 2,09 \pm 0,06.} \quad (16)$$

Die gute Übereinstimmung mit den aus Z -Abhängigkeitsmessungen gefundenen Werten⁹⁻¹¹⁾ für Co^{60} -Gammaquanten spricht dafür, dass der allgemein verwendete Ansatz

$$\Phi / \Phi_{BH} \cong 1 + b Z^2 \quad (17)$$

die Abweichung von der Bethe-Heitler-Theorie im Falle von Co^{60} -Gammastrahlen mindestens bis zu $Z = 82$ auf wenige Prozent genau darstellt, d. h. dass der nächste Term $c Z^4$ in der Entwicklung (17) keinen merklichen Beitrag mehr liefert.

5. Paarbildung durch Gammastrahlen von Na^{24} .

5.1. Berechnung der im Probekörper pro Sekunde entstandenen Positronen.

Für die Anordnung von Quelle, Probekörper und Kassette gelten gleichfalls Fig. 4 und die Erläuterungen unter 4.1. Dieselben Probekörper waren wieder verwendbar, hingegen mussten die Kassettenbestandteile aus Kupfer angefertigt werden, damit sie bei gleichen Abmessungen auch die energiereichsten Positronen abbremsen. Die Quelle besteht aus einem planparallelen NaCl -Einkristall*), der

*) Herrn H. WEYENETH danke ich besonders für die präzise Bearbeitung des Kochsalzscheibchens.

durch beidseitig aufgeklebte Aluminiumfolien geschützt ist. Die homogene Aktivierung erfolgte in Harwell. Die Daten sind in Tabelle 6 angegeben.

Tabelle 6.

Teil	Mat.	Durchmesser mm	Höhe mm	Dicke mm	Masse g	Dichte gem ⁻³
<i>Q</i>	NaCl	14,8	—	$0,27 \pm 0,01$	0,100	2,16
	Al	14,8		0,10	0,058	2,7
	C, H	—		0,13	0,005	
<i>KB</i>	Cu	17,0	—	1,06		8,9
<i>KR</i>	Cu	$17,00 \times 14,86$	6,02	—	2,881	8,94

Die Energien der beiden in Kaskade emittierten Gammaquanten sind 1,368 und 2,754 MeV, entsprechend $\alpha_0 = 2,68$ und $5,39^{24}$). Unter Verwendung der zugehörigen Koeffizienten $P(\alpha_0)$ aus Fig. 3 und der Momente aus Tabelle 2 erhält man nach (13) für die unkorrigierte Zahl der im Probekörper pro Sekunde entstandenen Paare $0,05015 q$. Der Beitrag der energieärmern Strahlung beträgt 8%, derjenige von Sekundärquanten 2%. Deshalb ist diese Zahl im wesentlichen durch den Wert des Koeffizienten $P_1(5,39)$ bestimmt, welcher einem Paarbildungsquerschnitt von $\Phi = 3,41 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ entspricht. (P_2 und P_3 sind bis auf kleine Korrekturen für Sekundärstrahlung zu P_1 proportional.)

Für Selbstabsorption und Raumwinkelverlust sind Korrekturen von 0,7% bzw. 2,9% anzubringen, so dass sich die gesuchte Zahl zu

$$R(PK, q) = 0,04834 q \quad (18)$$

bestimmt.

Die Aktivität der verwendeten Na^{24} -Quelle wurde drei wahrscheinliche Lebenszeiten nach den Experimenten 5.2 auf 1% genau gemessen²⁰). Da die eigene Beobachtung während 80 h eine Halbwertszeit von $14,93 \pm 0,1$ h ergab, Messungen von SREB²⁵) und SOLOMON²⁶) hingegen auf $15,05 \pm 0,05$ h schliessen lassen, erfolgte die Umrechnung der Quellstärke unter der Annahme einer Halbwertszeit von $15,00 \pm 0,08$ h. Damit ergibt sich für den Vergleichszeitpunkt aller Messungen die Aktivität $q = (3,65 \pm 0,07) \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$, also

$$R(PK) = (1,767 \pm 0,035) \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}. \quad (19)$$

Für Positronen, die ohne Aussendung von 180° korrelierten Quanten vernichtet werden, sind folgende Korrekturen anzubringen: 5,1% für Zweiquanten-Vernichtung im Flug¹), 0,7% für Ein-

quanten-Vernichtung¹⁾ und 0,3% für Dreiquanten-Vernichtung¹⁹⁾. Damit erhält man

$$A(PK) = (1,659 \pm 0,035) \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}. \quad (20)$$

Die Paarbildung in der Kassette beträgt schätzungsweise 6% derjenigen im Probekörper. Sie wird, zusammen mit der innern und äussern Paarbildung in der Quelle, experimentell berücksichtigt.

5.2. Zählen der Zweiquanten-Vernichtungen thermischer Positronen.

Die Messmethode war im wesentlichen gleich wie bei Verwendung von Co^{60} als Gammaquelle. Durch Messung (A) mit und (B) ohne Kassettenring konnte gezeigt werden, dass ca. 7% aller Vernichtungsstrahl-Koinzidenzen von Annihilation im Kassettenring stammen. Da die Quanten darin schwächer absorbiert werden als im Probekörper, war die Zahl der registrierten Koinzidenzen entsprechend zu reduzieren. Zur Ermittlung aller pro Sekunde in Quelle und Kassette gebildeten Positronen musste noch eine Messung (C) ohne Probekörper durchgeführt werden. Auch dabei war noch eine Korrektur für die Verschiedenheit der Absorptionsverhältnisse anzubringen. Schliesslich hatte man noch zu berücksichtigen, dass die Gamma-Intensität mit eingesetztem Probekörper am Ort der Kassette ca. 19% kleiner ist als in diesem Hilfsversuch (C).

	Zahl der Zweiquanten-Vernichtungen pro Sekunde $\times 10^{-5} \text{ s}$	
Messung (A), Annihilationen in Probekörper und Kassette unkorrigiert		$+1,762 \pm 0,044$
Korrektur für verminderte Absorption im Kassettenring . . .		$-0,052 \pm 0,011$
Messung (C), korrigierte Zahl der Annihilationen in Kassette und Quelle	$+0,187 \pm 0,006$	
Innere und äussere Paarerzeugung in der Quelle, vgl. ⁸⁾ ²⁷⁾ ²⁸⁾ . . .	$-0,026 \pm 0,001$	$-0,026 \pm 0,001$
Paarbildung in Kassette, wenn Probekörper entfernt	$+0,161 \pm 0,006$	
Paarbildung in Kassette bei Messanordnung (A)		$-0,130 \pm 0,005$
Im Probekörper entstandene Positronen ergeben.		$+1,544 \pm 0,045$
		(21)

In vierzehn einstündigen Messzyklen wurden Nachweiswahrscheinlichkeit (vgl. 4.2), Koinzidenz-Untergrund und totale Koinzidenzzahl in Anordnung (A) alternierend festgestellt. Der Koinzidenz-Untergrund war stets kleiner als 20%.

In der vorstehenden Zusammenstellung wird die oben beschriebene Auswertung zahlenmässig durchgeführt. Die Daten sind auf den für alle Messungen gültigen Vergleichszeitpunkt reduziert.

5.3. Absoluter Paarbildungsquerschnitt von Blei für 2,75-MeV-Gammastrahlen.

Das Verhältnis von gemessener zu berechneter Zahl der Zweiquantenvernichtungen thermischer Positronen im Probekörper beträgt $0,937 \pm 0,034$. Nimmt man an, dass der zur Berechnung verwendete Paarbildungsquerschnitt für die weichere Gammastrahlung richtig ist, — und hierzu hat man nach dem Ergebnis von 4.3 allen Grund —, so bestimmt sich der Paarbildungsquerschnitt von Blei für die harte Gammastrahlung von Na^{24} aus obigem Verhältnis und dem zugrunde liegenden Paarbildungsquerschnitt von 3,41 barns (vgl. pg. 381) zu

$$\Phi(2,75 \text{ MeV}) = (3,18 \pm 0,12) \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2. \quad (22)$$

Der Bethe-Heitlersche Wirkungsquerschnitt für Paarerzeugung ist nach der Formel von HOUGH¹⁴⁾ 2,85 barns, so dass die vorliegende Messung auf folgende Abweichung von der Bornschen Näherung schliessen lässt:

$$\Phi/\Phi_{BH} = 1,12 \pm 0,04. \quad (23)$$

JAEGER und HULME⁵⁾ geben für die Gammaenergie 2,55 MeV ($\alpha_0 = 5,0$) und Blei ein Verhältnis von $\Phi/\Phi_{BH} = 1,20 \pm 0,10$ an. Der absolute Paarbildungsquerschnitt von Blei für die Gammastrahlung von Th (C + C'') wurde von CHADWICK et al. zu $\Phi(2,62 \text{ MeV}) = 2,8 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ gemessen. Experimentell haben DAYTON¹⁰⁾ und HAHN et al.⁹⁾ durch Beobachtung der Z-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von Blei für dieselbe Energie die Werte $\Phi/\Phi_{BH} = 1,23 \pm 0,03$ bzw. $1,33 \pm 0,03$ gefunden.

Der in vorliegender Messung bestimmte Paarbildungsquerschnitt liegt etwa 6% unter dem nach JAEGER und HULME zu erwartenden Wert, ist aber mit diesem im Rahmen der angegebenen Fehlerschranken noch gut verträglich. Von beiden aus Z-Abhängigkeitsmessungen bestimmten Querschnitten weicht er aber beträchtlich ab. Ein eventueller systematischer Fehler des hier beschriebenen

Experimentes infolge von inhomogener Aktivierung der Quelle ist wesentlich kleiner als die angegebene Fehlerschranke und kann für den Unterschied nicht verantwortlich gemacht werden.

6. Paarerzeugung der RaC-Gammastrahlung in Blei.

RaC emittiert nach Angaben von EVANS³¹⁾, LATYSHEV³²⁾ und MLADJENOVIC und HEDGRAN³³⁾ mindestens 12 verschiedene Gammastrahlen mit Energien über 1 MeV. Die in den beiden letztgenannten Arbeiten beschriebenen relativen Gammaspektren stimmen im wesentlichen miteinander überein, stehen aber im Widerspruch zu dem von EVANS³¹⁾ nach Beobachtungen von ELLIS³⁴⁾

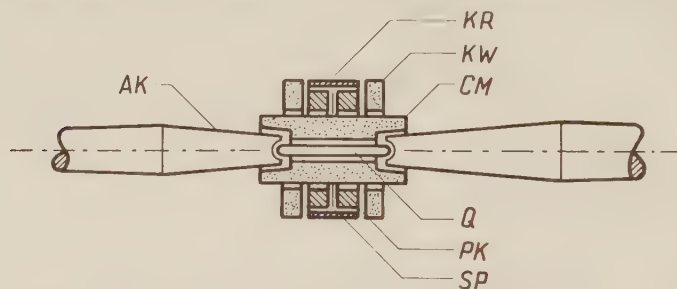


Fig. 5.

Anordnung von Quelle, Probekörper und Kassette für Messungen mit RaC.

zusammengestellten absoluten Spektrum. Für eine Kontrolle der Theorie über Paarerzeugung ist deshalb die Gammastrahlung von RaC ungeeignet. Dagegen kann umgekehrt die Beobachtung der Paarerzeugung zur Normierung des zuverlässig scheinenden relativen Gammaspektrums von LATYSHEV dienen, wenn der Verlauf des absoluten Paarbildungsquerschnittes zwischen 1,0 und 2,5 MeV als bekannt vorausgesetzt wird.

6.1. Messanordnung zum Nachweis der Zweiquantenvernichtung thermischer Positronen im Probekörper.

Als Gammaquelle Q (Fig. 5) dient ein Pt-Röhrchen von 0,5 mm Wandstärke, gefüllt mit $1,613 \pm 0,010$ mg Ra im Gleichgewicht mit allen Folgeprodukten*). Sie befindet sich zwischen den in der Zählerachse liegenden Abschirmkernen AK aus Blei, welche die Szintillationszähler S (Fig. 1) vor der direkten Strahlung schützen,

*) Zur Verfügung gestellt von der Radium-Stiftung Zürich, Präp. Nr. 430 und neu gegiecht durch Union Minière du Haut-Katanga, Bruxelles.

ohne den Raumwinkel für Koinzidenzzählung zu beeinträchtigen. Der Kohlenstoffmantel *CM* absorbiert die im Platin erzeugten Positronen und trägt die beiden ringförmigen Probekörper *PK* aus Blei, sowie die Kassettenwände *KW* aus Kohlenstoff. In diesem Experiment besteht auch der Kassettenring *KR* aus Blei, damit die Vernichtungsstrahlung darin gleich stark absorbiert wird wie im Probekörper. Die absolute Eichung der Nachweiswahrscheinlichkeit für Zweiquantenvernichtung thermischer Positronen am Orte des Probekörpers kann mit Hilfe des Na^{22} -Präparates *SP* vorgenommen werden.

6.2. Normierung des Latyshev'schen Gammaskpektrums von RaC auf Grund der beobachteten Paarerzeugung in Blei.

Die Konzentration des Radiums variiert längs der Achse des verwendeten Röhrchens stark und unregelmässig. Deshalb wurde die Aktivität pro Längeneinheit durch Ausblendung mit einem 0,2 mm breiten Spalt an 40 äquidistanten Stellen gemessen. Numerische Integrationen ergaben schliesslich die ersten vier Momente der Transmissionslängenverteilungen.

Das Spektrum der RaC-Gammastrahlung nach LATYSHEV wurde nun provisorisch so normiert, dass die Intensität der 2,20 MeV-Linie — von LATYSHEV selbst mit 1 angegeben — gleich 0,074 pro Alphazerfall von Ra ist (EVANS³¹). Unter Berücksichtigung der Absorption im Pt-Rohr und in *CM*, und unter Verwendung der $P(\alpha_0)$ -Werte aus Fig. 3 berechnete sich der Sollwert für die Zahl der im Probekörper entstandenen (durch Aussendung von 180° -korrelierten Quanten vernichteten) Positronen zu $1,650 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$. Abgesehen von der willkürlichen Normierung des Spektrums dürfte der Fehler dieser Zahl (ca. 1,5%) vor allem durch die Unsicherheit der erwähnten Absorptionskorrekturen bestimmt sein.

Gemessen wurden in Probekörper und Kassettenring zusammen $(1,91 \pm 0,05) \cdot 10^5$, im Kassettenring ohne Probekörper nur $(0,57 \pm 0,02) \cdot 10^5$ Zweiquantenvernichtungen thermischer Positronen pro Sekunde. Da die Gammastrahlung im ersten Fall vom Probekörper effektiv zu 12% absorbiert wurde, ist die Zahl der in diesem entstandenen, durch Aussendung von 180° korrelierten Quanten vernichteten Positronen gleich $(1,42 \pm 0,05) \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$.

Hieraus folgt, dass der provisorische Normierungsfaktor um $16 \pm 4\%$ zu hoch war, d. h. dass die von LATYSHEV angegebenen relativen Intensitäten mit $(0,064 \pm 0,003)/\text{Alphazerfall von Ra}$ zu multiplizieren sind.

Werden nun die den einzelnen Gammalinien (α_{0k}) zugeordneten Koeffizienten $P(\alpha_{0k})$ mit den so korrigierten Intensitäten $J(\alpha_{0k})$ multipliziert und addiert, so erhält man:

$$\sum_k J(\alpha_{0k}) P_1(\alpha_{0k}) = + 0,0197 \text{ cm}^{-1} \quad (24)$$

$$\sum_k J(\alpha_{0k}) P_2(\alpha_{0k}) = - 0,00456 \text{ cm}^{-2} \quad (25)$$

$$\sum_k J(\alpha_{0k}) P_3(\alpha_{0k}) = + 0,00068 \text{ cm}^{-3}. \quad (26)$$

Wie man sich durch Vergleich von (24) bis (26) mit Fig. 3 leicht überzeugt, stimmt die Potenzreihe (3) für dieses Spektrum in den ersten zwei Gliedern exakt, im dritten Glied bis auf 2% mit derselben Potenzreihe für eine monochromatische Strahlung überein, welche die Energie $\alpha_0' = 3,55$ und die Intensität 0,480 pro α -Zerfall von Ra aufweist. Dies gilt allerdings nur bei Benützung der in Fig. 3 dargestellten Funktionen. Davon macht man sich in sehr guter Näherung dadurch frei, dass man nicht die Energie der fiktiven Gammastrahlung, sondern den zugeordneten Paarbildungsquerschnitt von $1,25 \pm 0,05$ barns vorschreibt.

Zum Schluss möchte ich Herrn Dr. K. P. MEYER für seine Mitarbeit bei den Quellstärkebestimmungen, den Herren Dr. F. ALDER, Prof. Dr. E. BALDINGER, Prof. Dr. M. FIERZ und Dr. K. HALBACH für wertvolle Anregungen und Diskussionen herzlich danken. Der Arbeitsgemeinschaft Kernreaktor der Firmen Brown Boveri, Escher Wyss und Gebrüder Sulzer danke ich für ihre grosszügige finanzielle Hilfe. Ganz besonders aber gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. P. HUBER, unter dessen Leitung die vorliegende Arbeit entstanden ist.

Anhang.

Ableitung von (3).

In Übereinstimmung mit den Tafeln von NELMS¹⁷⁾ werden folgende zusätzliche Abkürzungen benützt:

α_0, α = Energie von Primär- bzw. Sekundärquant in mc^2 .
 λ_0, λ = Wellenlänge von Primär- bzw. Sekundärquant in Comptonwellenlängen. Es gilt die Beziehung $\alpha\lambda \equiv 1$.

$$f(\lambda_0, \lambda) \equiv \frac{3}{8} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^2 \left[\frac{\lambda_0}{\lambda} + \frac{\lambda}{\lambda_0} - 2(\lambda - \lambda_0) + (\lambda - \lambda_0)^2 \right]$$

$$\sigma_0 \equiv \frac{8}{3} \cdot \pi (e^2/\text{mc}^2)^2.$$

Weiter sei:

NZ = Elektronendichte.

X' = Eindringtiefe des Primärquants in Blei.

$p_0(\lambda_0, X)$ = Anzahl der von einem Primärquant im Mittel erzeugten Positronen.

$p(\lambda_0, \lambda, X)$ = Anzahl der von Sekundärquanten mit Wellenlänge λ pro Wellenlängeneinheit und pro 1 Primärquant (λ_0) erzeugten Positronen.

Mit den vereinfachten Bezeichnungen $\mu(\lambda) \equiv \mu$ $\mu(\lambda_0) \equiv \mu_0$
 $\varkappa(\lambda) \equiv \varkappa$ $\varkappa(\lambda_0) \equiv \varkappa_0$

erhält man:

$$p_0(\lambda_0, X) = \frac{\varkappa_0}{\mu_0} (1 - e^{-\mu_0 X})$$

$$p(\lambda_0, \lambda, X) = \frac{\varkappa}{\mu} NZ \sigma_0 f(\lambda_0, \lambda) [\mu_0 (1 - e^{-\mu_0 X}) + (\mu_0 - \mu) (e^{-\mu_0 X} - e^{-\mu X})].$$

Entwicklung bis zu Termen dritten Grades in X liefert:

$$p_0(\lambda_0, X) \cong \varkappa_0 X - \frac{1}{2} \varkappa_0 \mu_0 X^2 + \frac{1}{6} \varkappa_0 \mu_0 X^3 + \dots$$

$$p(\lambda_0, \lambda, X) \cong \varkappa NZ \sigma_0 f(\lambda_0, \lambda) \left[\frac{1}{2} X^2 - \frac{1}{6} (\mu_0 + \mu) X^3 + \dots \right].$$

Nach der Definition von $P(\alpha_0, X)$ ist

$$P(\alpha_0, X) \equiv P(\lambda_0^{-1}, X) = p_0(\lambda_0, X) + \int_{\lambda_0}^{1/2} p(\lambda_0, \lambda, X) d\lambda.$$

Mit

$$I_2(\lambda_0) \equiv \int_{\lambda_0}^{1/2} \varkappa(\lambda) f(\lambda_0, \lambda) d\lambda$$

$$I_3(\lambda_0) \equiv \int_{\lambda_0}^{1/2} \varkappa(\lambda) [\mu(\lambda_0) + \mu(\lambda)] f(\lambda_0, \lambda) d\lambda$$

und

$$P_1(\lambda_0^{-1}) \equiv \varkappa_0$$

$$P_2(\lambda_0^{-1}) \equiv -\frac{1}{2} [\varkappa_0 \mu_0 - NZ \sigma_0 I_2(\lambda_0)]$$

$$P_3(\lambda_0^{-1}) \equiv \frac{1}{6} [\varkappa_0 \mu_0^2 - NZ \sigma_0 I_3(\lambda_0)]$$

gilt also näherungsweise die mit (3) identische Entwicklung:

$$P(\lambda_0^{-1}, X) \cong P_1(\lambda_0^{-1}) X + P_2(\lambda_0^{-1}) X^2 + P_3(\lambda_0^{-1}) X^3 + \dots \quad (3a)$$

Literaturverzeichnis.

- ¹⁾ W. HEITLER, The Quantum Theory of Radiation, Oxford University Press London 1954, third edition.
- ²⁾ H. BETHE und W. HEITLER, Proc. Roy. Soc. **A 146**, 83 (1934).
- ³⁾ J. C. JAEGER und H. R. HULME, Proc. Roy. Soc. **153**, 443 (1936).
- ⁴⁾ J. C. JAEGER, Nature **137**, 781 (1936).
- ⁵⁾ J. C. JAEGER, Nature **148**, 86 (1941).
- ⁶⁾ Y. NISHINA, S. TOMONAGA, S. SAKATA, Scient. Pap. Inst. Phys. and Chem. Research, Japan, **24**, Nr. 17 (1934).
- ⁷⁾ H. DAVIES und H. A. BETHE und L. C. MAXIMON, Phys. Rev. **93**, 788 (1954).
- ⁸⁾ M. R. CLELAND, J. TOWNSEND und A. L. HUGHES, Phys. Rev. **84**, 298 (1951).
- ⁹⁾ B. HAHN, E. BALDINGER und P. HUBER, Helv. Phys. Acta **25**, 505 (1952).
- ¹⁰⁾ I. E. DAYTON, Phys. Rev. **89**, 544 (1953).
- ¹¹⁾ P. SCHMID und P. HUBER, Helv. Phys. Acta **27**, 152 (1954).
- ¹²⁾ H. STAUB und H. WINKLER, Helv. Phys. Acta **27**, 223 (1954).
- ¹³⁾ R. E. BELL, R. L. GRAHAM und H. E. PETCH, Can. J. Phys. **30**, 35 (1952).
- ¹⁴⁾ P. V. C. HOUGH, Phys. Rev. **73**, 266 (1948).
- ¹⁵⁾ CH. M. DAVISSON und R. D. EVANS, Phys. Rev. **81**, 404 (1951).
- ¹⁶⁾ CH. M. DAVISSON und R. D. EVANS, Rev. Mod. Phys. **24**, 79 (1952).
- ¹⁷⁾ ANN T. NELMS, NBS Circular 542, U. S. Departement of Commerce, National Bureau of Standards, Washington (1953).
- ¹⁸⁾ E. JAHNKE und F. EMDE, "Tables of Functions", Dover Publications, New York 1945, fourth edition.
- ¹⁹⁾ J. A. RICH, Phys. Rev. **81**, 140 (1951).
- ²⁰⁾ P. SCHMID, K. P. MEYER und P. HÜBER, „Präzisionsquellstärkebestimmungen durch Beobachtung von Gamma-Gamma-Koinzidenzen mit Hilfe von Szintillationszählern“. Erscheint demnächst in den Helv. Phys. Acta.
- ²¹⁾ R. SHERR und H. R. MILLER, Phys. Rev. **93**, 1076 (1954).
- ²²⁾ W. E. KREGER, Phys. Rev. **96**, 1554 (1954).
- ²³⁾ P. F. ZWEIFEL, Phys. Rev. **96**, 1572 (1954).
- ²⁴⁾ A. HEDGRAN, D. LIND, Arkiv Fysik **5**, 177 (1952).
- ²⁵⁾ J. H. SREB, Phys. Rev. **81**, 469 (1951).
- ²⁶⁾ A. K. SOLOMON, Phys. Rev. **79**, 403 (1950).
- ²⁷⁾ S. D. BLOOM, Phys. Rev. **88**, 312 (1952).
- ²⁸⁾ H. SLAETIS und K. SIEGBAHN, Arkiv Fysik **4**, 485 (1952).
- ²⁹⁾ J. CHADWICK, P. M. S. BLACKETT und G. P. S. OCCHIALINI, Proc. Roy. Soc. **A 144**, 235 (1934).
- ³⁰⁾ K. ZUBER, Helv. Phys. Acta **15**, 38 (1942).
- ³¹⁾ R. D. EVANS, Nucleonics **1**, Oct., 32 (1947) und Rev. Mod. Phys. **20**, 305 (1948).
- ³²⁾ G. D. LATYSHEV, Rev. Mod. Phys. **19**, 132 (1947).
- ³³⁾ M. MLADJENOVIC und A. HEDGRAN, Physica **18**, 1242 (1952).
- ³⁴⁾ C. D. ELLIS, Proc. Roy. Soc. (London) **A 143**, 350 (1933); C. D. ELLIS, G. H. ASTON, Proc. Roy. Soc. (London) **A 129**, 180 (1930).

CURRICULUM VITAE.

Am 10. Dezember 1925 wurde ich, PAUL JOHANNES SCHMID, Bürger von Basel und Wallisellen, als Sohn des Paul Schmid und der Frieda, geb. Bindschädler, in Zürich geboren. Seit 1934 wohne ich mit meinen Eltern in Basel, wo mein Vater als Inspektor der Basler Kantonalbank tätig ist.

Von 1936 bis 1940 besuchte ich das Mathematisch-Naturwissenschaftliche Gymnasium in Basel, ab 1940 die Kantonale Handelsschule Basel, welche ich 1944 mit dem kantonalen Maturitätszeugnis verliess.

Im Sommer 1944 immatrikulierte ich mich an der Universität Basel. 1950 unterbrach ich mein Studium und arbeitete während zwei Jahren als technischer Leiter der Turmuhrenfabrik Mäder AG. in Andelfingen. 1952 kehrte ich nach Basel zurück und begann als Assistent an der Physikalischen Anstalt der Universität unter Leitung von Herrn Professor P. Huber die vorliegende Arbeit. Seit 1953 bin ich Angestellter der Firma Brown, Boveri & Cie. AG.

Für die wissenschaftliche Ausbildung danke ich den Herren Professoren E. Baldinger, E. Batschelet, P. Buchner, H. Erlenmeyer, M. Fierz, P. Huber, E. Miescher, A. Ostrowski, A. Portmann, T. Reichstein, P. Ruggli, A. Speiser, O. Spiess und H. Zickendraht.

